Physik

Über die Dispersion des elektrooptischen Kerreffektes bei Gasen

*

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
genehmigt von der
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn

von
Eduard Eylert
aus Münster i. W.

Bonn 1937

Berichterstatter: Prof. Dr. G. Szivessy
Prof. Dr. Chr. Füchtbauer

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Vorbemerkungen.

§ 1. Allgemeines.

Der elektrooptische Kerreffekt besteht bekanntlich darin, daß ein durchsichtiger isotroper Körper unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes doppelbrechend wird wie ein optisch einachsiger Kristall, dessen optische Achse parallel zur Richtung des elektrischen Feldes liegt. Für diesen Effekt gilt das von Kerr[1] gefundene und nach ihm benannte Gesetz

$$\Delta = B \cdot l \cdot \mathfrak{E}^2, \tag{1}$$

wobei Δ der in Wellenlängen ausgedrückte Gangunterschied zwischen außerordentlicher und ordentlicher Welle, l die Länge des Lichtweges in dem betreffenden Körper, $\mathfrak{E}$ die äußere elektrische Feldstärke und B eine Materialkonstante ist. B heißt die Kerr'sche oder elektrooptische Konstante, wenn l in cm und $\mathfrak{E}$ in absoluten elektrostatischen Einheiten gemessen ist; B hängt außer von der Natur des Stoffes von seiner Temperatur und der Wellenlänge der auffallenden Strahlung ab.

Die auf dem Boden der klassischen Statistik stehende Theorie, die zur Erklärung des Kerreffektes aufgestellt wurde, nimmt an, daß die Moleküle des isotropen Körpers anisotrop gebundene, regellos orientierte Oszillatoren sind, die durch die Einwirkung des äußeren elektrischen Feldes eine durch die Wärmebewegung behinderte teilweise Ausrichtung erfahren.[2] Die Ergebnisse der Theorie sind in mancher Hinsicht verschieden, je nachdem die Moleküle, wie bei den dipolfreien Stoffen, erst ein durch das

---

[1]) J. Kerr; Phil. Mag. (5) **9**, 157, 1880.

[2]) Zusammenfassende Darstellungen: G. Szivessy, Handb. d. Physik, herausgg. von H. Geiger und K. Scheel, **21**, 724—808, Berlin 1929; J. W. Beams, Rev. of modern Physics, **4**, 133—172, 1932; P. Debye und H. Sack, Handb. d. Radiologie, herausgg. von E. Marx, **6** (2. Aufl.), 179—204, Leipzig 1934; H. A. Stuart, Molekülstruktur, Berlin 1934.

äußere Feld erzwungenes Moment erhalten (Langevin[1], Voigt[2]), oder bereits fertige Dipole sind, d. h. von vornherein ein elektrisches Moment besitzen (Born[3]).

Die Langevin-Born'sche molekulare Orientierungstheorie führt zu einem bestimmten, hier nicht näher zu erörternden Ausdruck für B, der die Wellenlänge λ des Lichtes, die absolute Temperatur T, die Dichte d des Stoffes, dessen Brechungsindex n außerhalb des Feldes sowie seine Dielektrizitätskonstante ε enthält.

Zu wesentlich demselben Ausdruck für die Kerrkonstante führt auch die Quantenmechanik, da die Summierung über alle möglichen diskreten Lagen das gleiche Resultat wie die Integration nach der klassischen Statistik liefert[4]. Auch die wellenmechanische Behandlung des Kerreffektes gelangt, wie Neugebauer gezeigt hat[5], zu dem nämlichen Ergebnis.

Der experimentellen Prüfung zugänglich ist in erster Linie die Abhängigkeit der Konstante B von d, T und λ.

Für die Abhängigkeit von der Dichte d ergibt die Theorie näherungsweise[6] Proportionalität zwischen B und d.

Bezüglich der Abhängigkeit von der Temperatur T zeigt der erwähnte Ausdruck für B, daß bei dipolfreien Stoffen Proportionalität zwischen B und 1/T besteht; bei Dipolstoffen zerfällt B in zwei Summanden, von welchen der eine 1/T, der andere $1/T^2$ proportional ist.

Die Abhängigkeit von der Wellenlänge λ wird durch ein Dispersionsgesetz ausgedrückt, welches sich näherungsweise in der Form schreiben läßt

$$B = h\frac{(n^2-1)^2}{n\cdot\lambda}, \tag{2}$$

wobei h nur noch von der Natur und der Temperatur des Stoffes abhängt, nicht aber von der Wellenlänge λ. Dieses Gesetz folgt aus dem allgemeinen, von der Theorie gelieferten Ausdruck für B

---

[1]) P. Langevin, C. R. **151**, 475, 1910; Le Radium **7**, 249. 1910.
[2]) W. Voigt, Göttinger Nachr. **1912**, 577, 832, 861; **1913**, 215.
[3]) M. Born, Sitz.-Ber. Berl. Akad. **1916**, 611, 647; Ann. d. Phys. **55**, 215, 1918.
[4]) Vgl. M. Born und P. Jordan, Elementare Quantenmechanik, Kap. 5, § 48. Berlin 1930.
[5]) Th. Neugebauer, Zschr. f. Phys. **73**, 386, 1932; **80**, 660, 1933; **86**, 392, 1933. Vgl. auch R. Serber, Phys. Rev. **43**, 1003, 1933.
[6]) Nämlich insofern, als die stets geringe Abhängigkeit des Brechungsindex und der Dielelektrizitätskonstante von der Dichte vernachlässigt werden kann.

unter der Annahme, daß die Hauptwerte der optischen Polarisierbarkeit nur wenig verschieden sind, die Fläche des optischen Polarisationstensors somit näherungsweise als Kugel betrachtet werden kann. Es wurde schon von Havelock[1] unter Zugrundelegung besonderer Vorstellungen gewonnen, die aber jetzt durch die molekulare Orientierungstheorie überholt sind, und wird daher in der Literatur meist als das Havelock'sche Gesetz bezeichnet. Die in (2) auftretende, von der Wellenlänge unabhängige Materialkonstante h heißt die Havelock'sche Konstante.

§ 2. Bisherige Untersuchungen an Gasen.

Die meisten bisherigen Untersuchungen[2] über den elektrooptischen Kerreffekt, die zur Nachprüfung der molekularen Orientierungstheorie und der aus ihr gezogenen Folgerungen dienen können, beziehen sich fast ausschließlich auf Flüssigkeiten, offenbar weil bei diesen der Effekt besonders groß ist und leicht gemessen werden kann. Bei einem Vergleich der Theorie mit dem Experiment ist jedoch zu bemerken, daß die aus der Theorie gewonnenen Beziehungen nur für Gase Gültigkeit beanspruchen können, da nur bei diesen die in der Theorie gemachten Voraussetzungen zutreffen[3].

Die ersten quantitativen Messungen bei Gasen hat Szivessy[4] ausgeführt. Er bediente sich dabei im wesentlichen der bei der Untersuchung von Flüssigkeiten üblichen Anordnung, jedoch mit einer erheblichen Verfeinerung der optischen Hilfsmittel zur Messung der bei Gasen stets sehr geringen elektrischen Doppelbrechung. Die nämliche Anordnung hat später Stuart[5] bei seinen systematischen Untersuchungen über Kerreffekt und Molekülbau benutzt. Bei Szivessy und Stuart betrug der Gasdruck in der Kerrzelle nur etwa ein bis zwei Atmosphären; dementsprechend blieb

---

[1]) T. H. Havelock, Proc. Roy. Soc. London (A) **80**, 33, 1907.

[2]) Eine ausführliche Besprechung der bis Anfang 1929 angestellten Beobachtungen vom Standpunkt der molekularen Orientierungstheorie findet sich bei G. Szivessy, Handb. d. Phys., herausgg. von H. Geiger und K. Scheel **21**, 724—808, Berlin 1929. — Die späteren, bis Anfang 1935 vorliegenden Messungsergebnisse sind in Landolt-Börnstein, Physikal.-chem. Tabellen (5. Aufl. **3**. Erg. Bd. Tab. 191 A, Berlin 1935) zusammengestellt.

[3]) Vgl. hierüber P. Debye und H. Sack, Handb. d. Radiologie, herausgg. von E. Marx **6**. (2. Aufl.), 193, Leipzig 1934; H. A. Stuart, Molekülstruktur, 214, Berlin 1935.

[4]) G. Szivessy, Zschr. f. Phys. **26**, 323, 1924.

[5]) H. A. Stuart, Zschr. f. Phys. **59**, 13, 1929; **63**, 533, 1930; Phys. Zschr. **13**, 616, 1930; H. A. Stuart und H. Volkmann, Zschr. f. physikal. Chem. (B), **17**, 439, 1929; Zschr. f. Phys. **80**, 107, 1933; Ann. d. Phys. (5) **18**, 121, 1933.

die Kerrkonstante B, die mit der Dichte und damit auch mit dem Gasdruck wächst, klein. Für höhere Gasdrucke eignet sich die Anordnung von Szivessy nicht, da die Verschlußplatten der Kerrzelle dann eine Deformationsdoppelbrechung erfahren, die sich der zu messenden elektrischen Doppelbrechung des Gases überlagert und das Meßergebnis verfälscht[1]. Zur Umgehung dieser Schwierigkeit haben Stevenson und Beams[2] eine Methode ausgearbeitet, die später auch von anderen amerikanischen Forschern (Bruce, Quarles, Breazeale) benutzt wurde. Sie besteht darin, daß die gekreuzten, im Azimut $\pm \pi/4$ gegen die Feldrichtung orientierten Polarisationsprismen sich zusammen mit der Kerrzelle im Innern des Gasraumes befinden. Gemessen wird die Intensität der beim Anlegen des elektrischen Feldes eintretenden Aufhellung, die dem Quadrat des in Gl. (1) auftretenden Gangunterschiedes Δ proportional gesetzt wird. Diese Annahme ist, wie man ohne weiteres einsieht, mit derselben Annäherung zulässig, als das Quadrat der Elliptizität der aus dem Kerrkondensator austretenden elliptisch polarisierten Strahlung gegen 1 vernachlässigt werden darf.

Der Vorteil der Verwendung höherer Drucke liegt auf der Hand; nicht nur nimmt die Kerrkonstante B mit dem Druck zu, sondern man ist auch in der Lage, stärkere elektrische Felder zu verwenden und dadurch die zu messende Doppelbrechung zu vergrößern.

Für die molekulare Orientierungstheorie sagen die bisher ausgeführten, allerdings noch etwas spärlichen Beobachtungen an Gasen folgendes aus.

Die bereits erwähnte, von der Theorie geforderte Proportionalität zwischen Kerrkonstante B und Dichte d wurde bei geringen Dichten von Szivessy[3], bei größeren Dichten von Stevenson und Beams[4] und insbesondere von Bruce[5] nachgewiesen.

---

[1]) N. Lyon (Zschr. f. Phys. **28**, 287, 1924) hat die Deformationsdoppelbrechung der Verschlußplatten gesondert zu bestimmen versucht, doch sind seine Ergebnisse zweifellos noch mit einem absoluten Fehler behaftet; in der Tat erhielt er im Vergleich mit den übereinstimmenden, nach verschiedenen Methoden gefundenen Werten anderer Beobachter (G. Szivessy, Zschr. f. Phys. **26**, 342, 1924; G. G. Quarles, Phys. Rev. (2) **45**, 694, 1934) einen viel zu kleinen Wert für die Kerrkonstante des Kohlendioxyds bei Normaldruck und Normaltemperatur. Vgl. hierzu H. A. Stuart, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **10**, 186, 1931.

[2]) E. C. Stevenson und J. W. Beams, Phys. Rev. (2) **38**, 133, 1931.

[3]) G. Szivessy, Zschr. f. Phys. **26**, 323, 1924 (Schwefeldioxyd, Ammoniak, Kohlendioxyd).

[4]) E. C. Stevenson und J. W. Beams, Phys. Rev. (2) **38**, 133, 1931 (Kohlendioxyd).

[5]) C. W. Bruce, Phys. Rev. (2) **44**, 682, 1933 (Kohlendioxyd).

Weiterhin wurde das theoretische Gesetz der Temperaturabhängigkeit der Kerrkonstanten bei dipolfreien Gasen von Stuart[1], Bruce[2] und Breazeale[3], bei Dipolgasen von Stuart[4], Stuart und Volkmann[5] sowie gleichfalls von Breazeale[6] als richtig befunden. Allerdings waren bei diesen Beobachtungen wegen der großen technischen Schwierigkeiten, die sich derartigen Messungen entgegenstellen, die Temperaturintervalle verhältnismäßig klein, so daß eine erschöpfende Prüfung der Theorie in dieser Hinsicht noch nicht vorliegt.

Das aus der molekularen Orientierungstheorie gefolgerte Dispersionsgesetz (2) erhielt zuerst durch die Beobachtungen von Szivessy[7] eine näherungsweise Bestätigung; da bei diesen ersten quantitativen Messungen die Gasdichte gering und infolgedessen die elektrischen Doppelbrechungen nur klein waren, konnten sie nur eine gröbere Prüfung der Beziehung (2) liefern. Szivessy fand, daß zwischen B und λ näherungsweise der Zusammenhang

$$B = \frac{\text{konst.}}{\lambda} \tag{3}$$

besteht, der sich in der Tat aus (2) ergeben würde, wenn man die (bei den von ihm untersuchten Gasen allerdings geringe) Dispersion von n vernachlässigt.

Bei großen Gasdichten hat später Quarles[8] Dispersionsmessungen ausgeführt. Aus seinen Meßergebnissen wäre der Schluß zu ziehen, daß die in § 1 erwähnte vereinfachte Annahme, die den von der molekularen Orientierungstheorie gegebenen Ausdruck für B in die Beziehung (2) überführt[9], bei Kohlendioxyd der Wirklichkeit nicht ganz entspricht; doch sind die von Quarles angegebenen

---

[1]) H. A. Stuart, Zschr. f. Phys. **63**, 533, 1930 (Schwefelkohlenstoff zwischen 57° und 107° C).

[2]) C. W. Bruce, Phys. Rev. (2) **44**, 682, 1933 (Kohlendioxyd zwischen 7° und 35° C).

[3]) W. M. Breazeale, Phys. Rev. (2) **48**, 237, 1935 (Stickstoff und Sauerstoff zwischen 20° und 60° C).

[4]) H. A. Stuart, Zschr. f. Phys. **63**, 533, 1930 (Aethylchlorid u. Methylchlorid zwischen Zimmertemp. und ca. 100° C).

[5]) H. A. Stuart und H. Volkmann, Ann. d. Phys. (5) **18**, 121, 1933 (Aethylchlorid zwischen Zimmertemperatur und ca. 180° C).

[6]) W. M. Breazeale, Phys. Rev. (2) **48**, 237, 1935 (Ammoniak zwischen 40° und 80° C).

[7]) G. Szivessy, Zschr. f. Phys. **26**, 323, 1924 (Schwefeldioxyd, Ammoniak, Kohlendioxyd).

[8]) G. G. Quarles, Phys. Rev. (2) **46**, 692, 1934 (Kohlendioxyd).

[9]) Vgl. hierzu z. B. G. Szivessy, Handb. d. Phys., herausgg. v. H. Geiger und K. Scheel, **21**, 774, Berlin 1929.

Unterschiede so gering und liegen, wie eine strengere Kritik zeigt, so hart an der Grenze der möglichen Beobachtungsfehler, daß dieser Schluß nicht ganz gesichert erscheint.

§ 3. Ziel der Untersuchungen.

Die bisherigen Messungen sind nach dem Gesagten nicht ausreichend, um eine vollständige Prüfung der Theorie vorzunehmen. Hierfür wäre eine Methode erforderlich, die gestattet, Präzisionsmessungen der bei Gasen stets kleinen Doppelbrechung auszuführen. Die Ausarbeitung einer solchen Präzisionsmethode war das erste Ziel vorliegender Arbeit.

Nachdem mit dieser Präzisionsmethode eine brauchbare Grundlage für eine systematische und genaue Prüfung der Theorie geschaffen war, wurde als erster Schritt in dieser Richtung das Dispersionsgesetz der elektrischen Doppelbrechung bei Kohlendioxyd einer eingehenden quantitativen Untersuchung unterzogen und damit die Gültigkeitsgrenze der theoretischen Beziehung (2) festgestellt.

Versuchsanordnung und Meßmethode.

§ 4. Schema der Versuchsanordnung.

Das Prinzip der Versuchsanordnung war das bei der Messung des Kerreffektes allgemein übliche und ergibt sich aus der schematischen Skizze (Abb. 1).

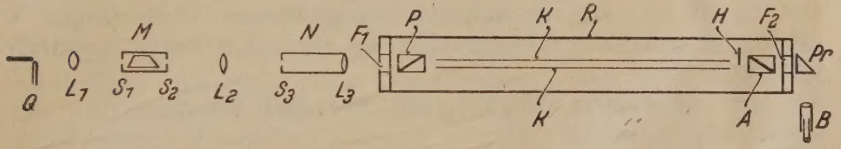

Abb. 1.

Die unzerlegte Strahlung der Lichtquelle Q wurde durch einen achromatischen Kondensor L_1 auf den Eintrittsspalt S_1 eines Monochromators M vereinigt. Das aus dem Austrittsspalt S_2 austretende, einen engen Spektralbereich umfassende Lichtbündel wurde mit einer weiteren achromatischen Linse L_2 auf die Lochblende S_3 eines Kollimators N konzentriert. Die die Kollimatorlinse L_3 verlassende Parallelstrahlung fiel dann durch ein Glasfenster F_1 in das mit dem zu untersuchenden Gas gefüllte Rohr R, wurde durch den Polarisator P linear polarisiert, passierte den Kerrkondensator KK, trat durch den zur Messung der Doppelbrechung dienenden Halbschattenkompensator H und den Analysator A und verließ das Gasrohr durch das Fenster F_2. Hier wurde die Strahlung (aus praktischen Gründen) durch ein totalreflektierendes Prisma Pr um 90° abgelenkt und gelangte dann durch das Fernrohr B, mit dem der Halbschattenkompensator H anvisiert wurde, in das Auge des Beobachters.

Die Spannungsquelle, die das elektrische Feld für den Kerrkondensator lieferte, ist in Abb. 1 weggelassen; weiter unten (vergl. § 5e) wird auf sie zurückzukommen sein.

§ 5. Die einzelnen Teile der Versuchsanordnung.

a) Beleuchtung.

Die Lichtquelle Q war eine Leitz-Bogenlampe mit automatischer Regulierung und senkrecht zueinander stehenden Kohlen. Gut bewährt haben sich die aus den Ringsdorf-Werken in Mehlem bezogenen Spezial-Kino-Kohlen, die bei 30 Ampère und 55 Volt Gleichstrom ruhig und gleichmäßig abbrennen. Die positive Kohle hatte einen Durchmesser von 14 mm, die negative einen solchen von 16 mm.

Der von der Firma Winkel-Zeiß in Göttingen gelieferte gradsichtige Monochromator M enthielt eine Prismenanordnung nach Wadsworth und ist in der Druckschrift Nr. 268 (Ausgabe August 1930) der genannten Firma eingehend beschrieben. Der ausgeschnittene Spektralbereich umfaßte jeweils eine mittlere Breite von ca. 10 mμ. Die im folgenden angegebenen Wellenlängen λ geben die optischen Schwerpunkte der benutzten engen Spektralbereiche an:

$$\lambda = 509;\ 518;\ 534;\ 546;\ 579;\ 589;\ 628\ m\mu.$$

b) Das Gasrohr.

Der Kerrkondensator befand sich, wie schon im § 4 bemerkt, in einem Rohr, welches mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt war. Um auch höhere Gasdrucke, auf deren Vorteil für die Messungen in § 3 hingewiesen wurde, verwenden zu können, bestand das Gasrohr R (Abb. 2) aus nahtlos gezogenem Stahl. Es hatte eine Länge von 1600 mm, eine Wandstärke von 10 mm und einen lichten Durchmesser von 80 mm. In 100 mm Abstand von jedem Ende war je ein 80 mm breiter Ring r aufgeschrumpft und mit dem Gasrohr verschweißt. Zwei genau passende Kopfstücke k_1 und k_2 konnten über die Enden geschoben werden. Die Berührungsstellen der Kopfstücke mit den aufgeschrumpften Ringen des Gasrohres waren sorgfältig abgedreht und mit Dichtungsrillen versehen. An einer Einsparung der Kopfstücke, sowie hinter den aufgeschrumpften Ringen des Gasrohres waren runde Flanschen Fl aufgesetzt, die mit Hilfe von Bolzen und Muttern Bleidichtungsringe zwischen die Kopfstücke k_1, k_2 und das Gasrohr in die Rillen einquetschten und so eine einwandfreie Dichtung gewährleisteten.

Das Gasrohr besaß drei seitliche Oeffnungen, die ebenfalls mit Blei gedichtet waren; die Zuführungen zu diesen Oeffnungen sind in Abb. 2 mit z_1, z_2 und z_3 bezeichnet. z_1 führt zum Manometer, zum Einlaßventil und zu der Gasbombe, z_2 stellt die isolierte Hochspannungseinführung und z_3 das Auslaß-Nadelventil dar.

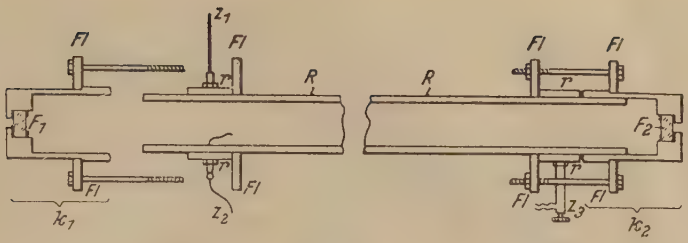

Abb. 2.

Die zum Durchlassen der Strahlung dienenden Fenster F_1 und F_2 waren planparallele Glasplatten von 20 mm Dicke, die in Aussparungen der Köpfe k_1 und k_2 eingelassen, mit Gummiringen gedichtet und mit Schraubscheiben befestigt waren.

c) Anordnung der Polarisationsprismen und des Kompensators.

Bekanntlich ist bei der üblichen Anordnung zur Messung des Kerreffekts eine accidentelle Doppelbrechung der Verschlußplatten der Kerrzelle eine unter Umständen lästige Fehlerquelle. Bei der beschriebenen Anordnung käme bei höheren Gasdrucken eine Durchbiegung und dadurch eine Deformationsdoppelbrechung der Verschlußfenster F_1, F_2 (Abb. 2) hinzu. Um ihren störenden Einfluß auszuschalten, wurde die ganze Einrichtung zur Messung der elektrischen Doppelbrechung in das Innere des Gasrohres gelegt. Polarisationsprismen und Kompensator mußten also von außen bewegt werden können.

Zuerst werde das etwas kompliziertere Kopfstück k_2 (Abb. 2), welches außer dem Analysator A die Kompensationsvorrichtung H enthält, besprochen. In diesem Kopfstück waren (vgl. Abb. 3) die

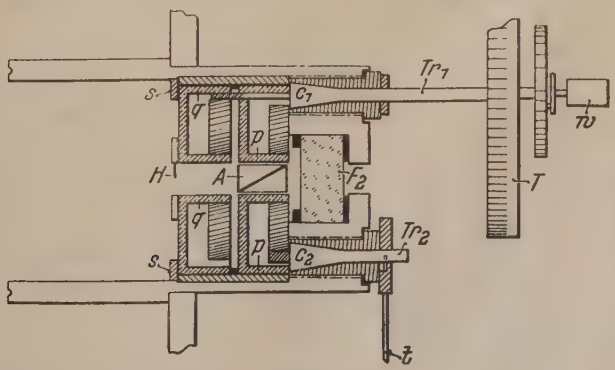

Abb. 3.

zylindrischen Messingringe p und q von je 25 mm Breite mit aufgelöteten schrägverzahnten Bronzerändern gut eingepaßt. p enthielt den Analysator A, q trug den noch zu besprechenden (vgl. § 6) Halbschattenkompensator H. Jeder der beiden Ringe konnte von außen drehend bewegt werden; die Drehung wurde durch einen Stahltrieb Tr_1 bzw. Tr_2 mit einer Untersetzung (ca. 1:20) übertragen. Die Abdichtung des Stahltriebes Tr_1 bzw. Tr_2 beim Durchtritt durch die Rohrwandung erfolgte durch den Konus c_1 bzw. c_2. Die Zylinder p und q wurden durch die Schraubscheibe s in ihren Lagen festgehalten.

Der Kompensatortrieb Tr_1 trug die Trommel T. Die Untersetzung des Kompensatortriebes Tr_1 und die Teilung der in 100 Teile geteilten Trommel T waren so berechnet, daß einer Trommeldrehung um einen Trommelteil eine Drehung der Kompensatorplatte um 1 Minute entsprach; Drehungen des Kompensators um eine Zehntelminute konnten noch geschätzt werden. Das Zählwerk w gestattete die Zahl der ausgeführten Trommelumdrehungen abzulesen.

Drehungen des Analysators waren nur zur Justierung erforderlich, sie brauchten aber nicht gemessen zu werden. Der Analysatortrieb Tr_2 besaß daher keine Trommel, sondern wurde nur mittels des Handhebels t gedreht.

Das den Polarisator enthaltende Kopfstück k_1 war einfacher gebaut, indem es nur einen zylindrischen Messingring enthielt, in welchem der Polarisator P saß. Zu seiner Drehung diente eine ganz entsprechende Vorrichtung, wie sie eben für den Analysator des Kopfstückes k_2 beschrieben wurde.

Als Polarisator und Analysator konnten keine üblichen Polarisationsprismen benutzt werden, da deren Kittschicht bekanntlich stärkere Kompressionen nicht aushält. Bruce [1] und Quarles [2] haben diese Schwierigkeiten dadurch zu umgehen versucht, daß sie als Polarisator einen gewöhnlichen Kalkspatkristall benutzten und nur den einen der beiden austretenden Strahlen verwandten, während als Analysator ein aus Quarz gefertigtes Cotton'sches Prisma [3] diente. Um ein größeres Polarisationsfeld und vollkommenere Auslöschung zu erzielen, wurden als Polarisator und Analysator besonders gebaute Foucault'sche Polarisationsprismen [4] gewählt, die von der Firma Schmidt & Haensch in Berlin hergestellt und mit solider Metallfassung versehen waren; zur Vermeidung der sonst

---

[1] C. W. Bruce, Phys. Rev. (2) **44**, 682, 1933.
[2] G. G. Quarles, Phys. Rev. (2) **46**, 692, 1934.
[3] A. Cotton, C. R. **193**, 268, 1931.
[4] Vgl. G. Szivessy u. Cl. Münster, Zschr. f. Phys. **53**, 26, 1929.

auftretenden störenden Reflexe konnte der trennenden Luftschicht mittels besonderer Justierschrauben eine schwach keilförmige Form gegeben werden.

Polarisator und Analysator waren stets gekreuzt, ihre Schwingungsebenen besaßen gegen die Richtung des elektrischen Feldes das Azimut $\pm \pi/4$. Die erste grobe Orientierung für dieses Azimut wurde durch bloßes Visieren erreicht, wobei eine Diagonale der quadratischen Stirnfläche des Polarisators parallel zu den Plattenebenen des Kerrkondensators gestellt wurde. Ein Kriterium für vollkommenere Orientierung besteht darin, daß das in das Rohr unter möglichst hohem Druck eingelassene Gas ein Maximum der elektrischen Doppelbrechung zeigen muß. Geringe Abweichungen der Azimute von $\pm \pi/4$ sind übrigens bei relativen Messungen der Kerrkonstante belanglos; ist nämlich ε diese kleine Abweichung, so wird dann nicht der in (1) auftretende Gangunterschied Δ, sondern $\Delta \cdot \cos\varepsilon$ gemessen[1], wobei $\cos\varepsilon$ bei ungeändert bleibender Orientierung die Rolle eines konstanten Proportionalitätsfaktors hat.

d) Der Kerrkondensator.

Der im Gasrohr befindliche Kerrkondensator war so aufgestellt, daß die Ebenen seiner Platten P_1 und P_2 (Abb. 4a und 4b) ungefähr vertikal standen.

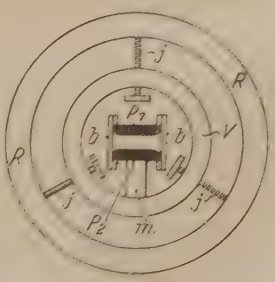

Abb. 4a. Kondensator-Grundriß.

P_1 und P_2 waren rechteckige Messingstreifen von 1200 mm Länge, 20 mm Breite und 4 mm Dicke; ihr Abstand betrug 5 mm und wurde mit Hilfe von 6 Paar Bernsteinstützen b erzielt.

Zur Vermeidung von störenden Reflexen des hindurchgehenden parallelen Lichtes waren die einander zugewandten Flächen der Kondensatorplatten mit Kienruß geschwärzt. Zur Vermeidung lokal stark wechselnder Inhomogenitäten des elektrischen Feldes ent-

[1] G. Szivessy und M. Richartz, Ann. d. Phys. (4) 86, 398, 1928.

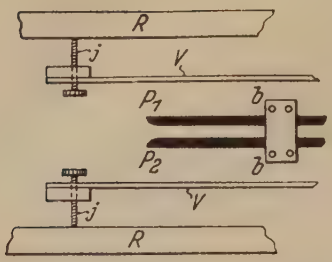

Abb. 4b. Kondensator-Querschnitt.

hielten die Oberflächen von P_1 und P_2 keinerlei Schraubköpfe oder Nieten, außerdem waren die Plattenkanten sorgfältig abgerundet.

Um die Justierung des Kondensators im Strahlengang zu ermöglichen, befand er sich in einem besonderen, massiven Kondensatortragerohr V, welches in das Gasrohr R eingeschoben war und an seinen Enden je drei Justierschrauben j trug. Die eine Kondensatorplatte P_2 war mit diesem Tragerohr durch drei kräftige Messingsäulen m leitend verbunden; die von P_2 isolierte Kondensatorplatte P_1 stand mit dem einen Pol der Hochspannung in leitender Verbindung. Gasrohr R und damit auch Kondensatortragerohr V, sowie Kondensatorplatte P_2 waren dauernd geerdet.

e) Das elektrische Feld.

Die Spannung für das elektrische Feld wurde von 100 Anodenbatterien zu je ca. 100 Volt geliefert. Die Gesamtspannung der hintereinander geschalteten Batterien, die mit Hilfe eines elektrostatischen Präzisionsvoltmeters der Firma Hartmann & Braun kaskadenartig gemessen wurde, betrug 10 330 Volt.

Der eine Endpol der hintereinander geschalteten Batterien war geerdet, während der andere Pol durch einen Porzellanisolator in das Gasrohr an die isolierte Platte des Kerrkondensators geführt wurde (z_2 in Abb. 2). Mittels eines Hochspannungsschalters konnte das elektrische Feld momentan an- bzw. abgeschaltet werden.

§ 6. Der Halbschattenkompensator zur Messung der Doppelbrechung.

Die elektrische Doppelbrechung wurde mit dem von Szivessy und Dierkesmann[1] angegebenen Halbschattenkompensator gemessen. Bezüglich der Theorie und des Meßverfahrens sei auf die

[1]) G. Szivessy, Zschr. f. Krist. 77, 239, 1931; G. Szivessy und A. Dierkesmann, Ann. d. Phys. (5) 11, 949, 1931; Zschr. f. Istrkde. 52, 337, 1932.

ausführlichen Darlegungen der beiden Autoren verwiesen; hier soll nur das Prinzip der Methode kurz zusammengefaßt werden, um die folgenden Ausführungen leichter verständlich zu machen.

Der Kompensator besteht aus einer dünnen, doppelbrechenden, nur das halbe Gesichtsfeld bedeckenden Platte (Glimmerplatte oder parallel zur optischen Achse geschnittenen Quarzplatte), die in ihrer Ebene meßbar gedreht werden kann; die Größe der Drehungen kann durch Ablesung an einem Teilkreis oder (wie bei der vorliegenden Arbeit) an einer geeichten Trommel festgestellt werden. Diese Platte bezeichnet man kurz als Halbschattenplatte; sie befindet sich zwischen gekreuzten Polarisator und Analysator in parallelem, monochromatischem, senkrecht auffallendem Lichte. Zwischen Polarisator und Halbschattenplatte sitzt ferner, ebenfalls senkrecht zur auffallenden Parallelstrahlung orientiert, die zu messende doppelbrechende Schicht; das Azimut der Hauptschwingungsrichtungen dieser doppelbrechenden Schicht gegen die Schwingungsrichtungen der gekreuzten Polarisationsprismen sei $\pm \pi/4$. Mit einem Beobachtungsfernrohr B (Abb. 1) wird scharf auf die Begrenzungslinie der Halbschattenplatte eingestellt.

Der in Wellenlängen ausgedrückte Gangunterschied der doppelbrechenden Schicht sei Δ, der der Halbschattenplatte δ. Macht man die bei vorliegender Arbeit zutreffende Annahme, daß Δ und δ zwischen 0 und $^1/_4$ liegen und besteht weiter die Beziehung

(4) $$\delta \geqq 2\Delta,$$

so erhält man bei einer vollen Umdrehung der Halbschattenplatte acht Halbschattenstellungen. Vier dieser Halbschattenstellungen entsprechen den Auslöschungsstellungen der Halbschattenplatte. Sie treten immer auf, auch wenn die Bedingung (4) nicht erfüllt ist und lassen sich aus der Gesamtheit der acht Halbschattenstellungen leicht aussondern, da sie auch dann vorhanden sind, wenn die doppelbrechende Schicht aus dem Strahlengang entfernt wird (d. h. im vorliegenden Falle, wenn kein elektrisches Feld in der Kerrzelle besteht). Die zu diesen vier Auslöschungshalbschatten-

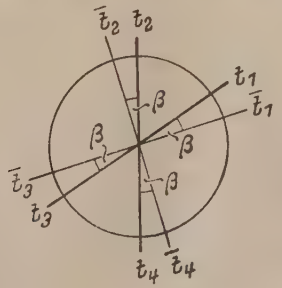

Abb. 5.

stellungen gehörenden Teilkreisablesungen sind in der schematischen Abb. 5 mit $\bar{t}_1$, $\bar{t}_2$, $\bar{t}_3$ und $\bar{t}_4$ bezeichnet; je zwei aufeinanderfolgende liegen offenbar um 90° voneinander entfernt.

Die vier anderen Halbschattenstellungen, die man als Meß-halbschattenstellungen bezeichnet, existieren nur bei Bestehen der Bedingung (4); die zugehörigen Teilkreisablesungen sind in Abb. 5 mit t_1, t_2, t_3, t_4 bezeichnet. Der Winkelabstand zwischen einer Meßhalbschattenstellung und der nächstgelegenen Auslöschungshalbschattenstellung ist stets gleich. Bezeichnen wir ihn mit β, so folgt (vgl. Abb. 5)

$$(6)\quad 2\beta = \left|90^0 - |t_2 - t_1|\right| = \left|90^0 - |t_3 - t_2|\right| = \left|90^0 - |t_4 - t_3|\right| = \left|90^0 - |t_1 - t_4|\right|.$$

β ist somit durch die Meßhalbschattenstellungen t_1, t_2, t_3, t_4 allein bestimmt, die Auslöschungshalbschattenstellungen $\bar{t}_1$, $\bar{t}_2$, $\bar{t}_3$, $\bar{t}_4$ werden zur Ermittlung von β nicht benötigt. Wie aus (6) folgt, liefern die Ablesungen t_1, t_2, t_3, t_4 den Winkel β viermal; doch sind, wie sich leicht zeigen läßt, nur drei der so erhaltenen Werte unabhängig voneinander und bei der Bestimmung von β zur Mittelwertbildung heranzuziehen.

Ist β gemäß (6) gemessen, kennt man ferner den in Wellenlängen angegebenen Gangunterschied δ der Halbschattenplatte, so berechnet sich der gesuchte in Wellenlängen ausgedrückte Gangunterschied Δ der doppelbrechenden Schicht mit Hilfe der einfachen Beziehung

$$(7)\quad \operatorname{tg} 2\pi\Delta = \sin 2\beta \operatorname{tg} \pi\delta.$$

Die Halbschattenmethode von Szivessy und Dierkesmann steht bekanntlich an Empfindlichkeit keiner der bisher angegebenen Methoden nach, übertrifft aber alle an Einfachheit. Ihre Empfindlichkeit ist um so größer, je größer δ und je kleiner Δ ist; doch darf der Unterschied zwischen δ und Δ nicht zu beträchtlich sein, weil sonst β zu klein wird, um hinreichend genau gemessen werden zu können.

Die Halbschattenplatte bestand bei vorliegender Untersuchung aus einem dünnen Glimmerblättchen, das aber nicht, wie sonst üblich, mit Kanadabalsam zwischen zwei spannungsfreie Deckgläschen gekittet war, da bei höheren Gasdrucken die Kittschicht defekt wurde und störende Bläschenbildung zeigte. Deshalb wurde das Glimmerblättchen lose zwischen zwei spannungsfreie Deckgläschen gelegt und das Ganze am Rande mit etwas Klebwachs auf ein am Messingring q (Abb. 3) sitzendes Diaphragma befestigt.

Der in Wellenlängen ausgedrückte Gangunterschied δ der Halb-

schattenplatte wurde nach den bekannten Methoden gemessen[1]. Die den einzelnen benutzten Wellenlängen λ entsprechenden Werte sind in Tab. 1 zusammengestellt; in dieser sind die in Winkelgraden angegebenen Phasendifferenzen $\delta \cdot 360^\circ$ aufgeführt.

Tabelle 1.
Dispersion des Gangunterschiedes der benutzten Halbschattenplatte.

λ in mμ	509	518	534	546	579	589	628
$\delta \cdot 360^\circ$	2°53,4′	2°51,0′	2°47,0′	2°43,8′	2°35,2′	2°32,4′	2°22,4′

Die ausgeführten Messungen des Kerreffektes erstreckten sich auf das sichtbare Spektralgebiet. Doch kann die Methode von Szivessy und Dierkesmann auch im Ultravioletten benutzt werden; in diesem Falle sind, wie Szivessy, Dierkesmann und Münster[2] ausgeführt haben, die Halbschattenstellungen auf photographischem Wege zu ermitteln. Die Glimmerhalbschattenplatte ist dann durch eine parallel zur optischen Achse geschnittene Quarzplatte oder eine schwach gepreßte, ursprünglich spannungsfreie Quarzglasplatte zu ersetzen. In dieser Weise kann auch die hier beschriebene Methode für Messungen im Ultravioletten umgestaltet werden; hierbei müssen dann die Fenster F_1 und F_2 (Abb. 1) aus Quarz bestehen, wobei nach dem in § 5 c Gesagten eine Eigendoppelbrechung dieser Fenster belanglos ist.

Meßergebnisse.

§ 7. Meßverfahren.

Die Messungen wurden an Kohlendioxyd ausgeführt, welches einer handelsüblichen Bombe unmittelbar entnommen wurde.

Vor dem Füllen des Gasrohres mit dem zu untersuchenden Kohlendioxyd wurde das Rohr sorgfältig mit heißer Luft getrocknet, um alle Feuchtigkeit von den Bernsteinstreben zu entfernen und dadurch die Ausbildung von Gleitfunken zu vermeiden. Dann wurden im Rohr Schälchen mit Phosphorpentoxyd aufgestellt, die Kopfstücke k_1 und k_2 (Abb. 2) aufgesetzt und festge-

[1]) G. Szivessy und A. Dierkesmann, Zschr. f. Istrkde. **52**, 337, 1932; W. Herzog, Zschr. f. Phys. **97**, 225, 1935.
[2]) G. Szivessy, A. Dierkesmann und Cl. Münster, Zschr. f. Phys. **82**, 279, 1933; Zschr. f. Istrkde. **53**, 465, 1933.

schraubt. Nachdem mit Hilfe einer Leybold-Pumpe die Luft bis auf einige Millimeter aus dem Gasrohr abgesaugt war, wurde mehrmals Kohlendioxyd eingeleitet und wieder abgesaugt. Nach derartiger Entfernung der Luft aus dem Gasrohr wurde das Auslaß-Nadelventil (dessen Zuführung z_3 in Abb. 2 zu sehen ist) geschlossen und der gewünschte Druck durch Oeffnen des Reduzierventils der Kohlendioxydbombe möglichst langsam hergestellt, um Beschädigungen des Kompensators durch Entstehen von Druckunterschieden im Luftraum zwischen Halbschattenplatte und Deckgläschen (vgl. § 6) zu verhindern.

Der Druck wurde mit Hilfe eines in Atmosphären geeichten Manometers gemessen, das durch die Zuführung z_1 (Abb. 2) mit dem Gasrohr in Verbindung stand und $^1/_{10}$ Atmosphären noch zu schätzen gestattete. Die in § 5b besprochene Bleiringdichtung war völlig ausreichend; auch bei höheren Drucken trat während mehrerer Meßreihen kein merklicher Druckabfall im Gasrohr ein.

Zur Messung der Temperatur dienten zwei in der Nähe des Gasrohres angebrachte Thermometer; sie betrug durchschnittlich 18° C.

Bei Ausführung einer Messung wurden, nachdem der gewünschte Druck des Gases hergestellt und der Monochromator auf eine bestimmte Wellenlänge eingestellt war, die Teilkreiszahlen t_1, t_2, t_3, t_4 der Meßhalbschattenstellungen (Abb. 5) abgelesen, und aus ihnen der Winkel 2β nach (6) berechnet. Aus dem so gewonnenen Wert 2β und dem in Tab. 1 angegebenen Gangunterschied δ der Halbschattenplatte ergibt sich der gesuchte Gangunterschied Δ der elektrischen Doppelbrechung mit Hilfe von (7).

Um eine Vorstellung von der Genauigkeit der Messungen zu geben, sei in Tab. 2 eine Meßreihe für Δ mitgeteilt. In dieser sind

Tabelle 2.
Beispiel einer Meßreihe.

$\lvert t_2-t_1 \rvert$	$\lvert t_3-t_2 \rvert$	$\lvert t_4-t_3 \rvert$	2β	$21600 \cdot \Delta$
6072	4630	6124	702	16,6
6085	4735	6156	702	16,6
6054	4686	6106	691	16,4
6037	4691	6147	698	16,5
6071	4694	6126	701	16,6

Mittel: 16,5

die Größen $|t_2-t_1|$, $|t_3-t_2|$, $|t_4-t_3|$ und 2β in Minuten angegeben; die nach (7) berechnete, in Minuten ausgedrückte Phasendifferenz der elektrischen Doppelbrechung $21600 \cdot \Delta$ ist in der letzten Kolonne enthalten. Die Wellenlänge des verwendeten Lichtes war bei dieser Meßreihe $\lambda = 546$ mμ, der Druck des Kohlendioxyds betrug 41,5 Atm.

Der mittlere Fehler des Mittels würde sich danach bei dem Meßergebnis 16,5′ zu $\pm 0{,}05'$ ergeben; in Wirklichkeit ist aber der Fehler etwas größer, da bei der Berechnung von Δ nach Gl. (7) noch der Meßfehler von δ eingeht.

§ 8. Dispersion des Brechungsindex des Kohlendioxyds und ihre Abhängigkeit vom Druck.

Die Prüfung der theoretischen Beziehungen (2) und (3) erfordert die Kenntnis der Dispersion des Brechungsindex des Kohlendioxyds für die einzelnen verwendeten Drucke.

Die Abhängigkeit des Brechungsindex n des Kohlendioxyds bei verschiedenen Dichten d und für verschiedene Wellenlängen hat Phillips [1] experimentell bestimmt. Da in der vorliegenden Untersuchung der Druck p und nicht die Dichte d gemessen wurde, mußte zunächst d für die benutzten Werte p ermittelt werden. Hierzu diente die Sarrau'sche Zustandsgleichung des Kohlendioxyds, die auch Phillips bei seinen erwähnten Untersuchungen benutzt hat.[2] Die am Manometer abgelesenen, in Atmosphären gemessenen Drucke p, die bei den Messungen im Gasrohr herrschten, sowie die entsprechenden, in der oben erwähnten Weise errechneten Dichten d des Kohlendioxyds sind in Tab. 3 zusammengestellt.

Für diese Dichten ergeben sich die den benutzten Wellenlängen entsprechenden Werte des Brechungsindex n durch graphische Interpolation aus den Phillip'schen Zahlen; sie sind in Tab. 4 registriert.

---

[1]) P. Phillips, Proc. Roy. Soc. London (A) **97**, 225, 1920.

[2]) Der von der Sarrau'schen Zustandsgleichung des Kohlendioxyds (E. Sarrau C. R. **101**, 941, 1885) gelieferte Zusammenhang zwischen Druck p und Dichte d lautet

$$p = \frac{R \cdot T}{v - \alpha} - \frac{k \cdot \varepsilon^{-T}}{(v + \gamma)^2}$$

Hierin ist unter T die absolute Temperatur zu verstehen, die in vorliegender Arbeit (vgl. § 7) 291° betrug; v ist gleich d_p/d_0 gesetzt, wobei d_0 die Dichte des Kohlendioxyds bei 0° C und 760 mm Druck, d_p seine Dichte bei 0° C und dem Druck p (in mm Quecksilber gemessen) bedeutet. Die Parameter R, k, ε, α und γ haben die numerischen Werte: $R = {}^1/_{273}$, $\varepsilon = 1{,}00285$, $k = 0{,}016551$, $\alpha = 0{,}00115$, $\gamma = 0{,}00703$.

Tabelle 3.

Zugehörige Werte von Druck p und Dichte d bei Kohlendioxyd.

p	d
41,5	0,105
50,9	0,150
52,5	0,159
55,0	0,175
56,9	0,192

Tabelle 4.

Abhängigkeit des Brechungsindex n des Kohlendioxyds von der Wellenlänge λ bei den benutzten Dichten d.

d	n						
	λ = 509 mμ	λ = 518 mμ	λ = 534 mμ	λ = 546 mμ	λ = 579 mμ	λ = 589 mμ	λ = 628 mμ
0,105	1,02419	1,02416	1,02412	1,02409	1,02402	1,02399	1,02392
0,150	1,03429	1,03426	1,03420	1,03416	1,03406	1,03403	1,03392
0,159	1,03652	1,03648	1,03643	1,03639	1,03629	1,03626	1,03615
0,175	1,04051	1,04047	1,04041	1,04036	1,04020	1,04017	1,04005
0,192	1,04433	1,04428	1,04423	1,04416	1,04403	1,04400	1,04386

§ 9. Prüfung des Dispersionsgesetzes des Kerreffektes.

Die Meßergebnisse sind in Tab. 5 zusammengestellt und in Abb. 6 veranschaulicht (siehe S. 21 bzw. 22).

In Tab. 5 bedeuten wieder

λ die Wellenlänge des benutzten Lichtes in mμ (vgl. § 5a);

d die Dichte des Kohlendioxyds (vgl. § 8);

Δ der gemessene, in Wellenlängen ausgedrückte Gangunterschied der elektrischen Doppelbrechung (wobei die in der Tabelle unter $\Delta \cdot 21\,600'$ angegebenen Zahlen die in Minuten ausgedrückten Phasendifferenzen sind);

B die im Kerr'schen Gesetz (1) auftretende Kerr'sche Konstante des Kohlendioxyds.

Zur Prüfung des theoretischen Dispersionsgesetzes (2) sind nur relative Angaben über B erforderlich; hierbei wurde B für die Wellenlänge 589 mμ und die Dichte 0,105 gleich 100 gesetzt.

Tabelle 5.

Dispersion der Kerr'schen Konstante des Kohlendioxyds.

λ	d = 0,105				d = 0,149				d = 0,159				d = 0,171				d = 0,192			
	Δ·21600′	B			Δ·21600′	B			Δ·21600′	B			Δ·21600′	B			Δ·21600′	B		
		beobachtet	berechnet			beobachtet	berechnet			beobachtet	berechnet			beobachtet	berechnet			beobachtet	berechnet	
			nach (2)	nach (3)			nach (2)	nach (3)			nach (2)	nach (3)			nach (2)	nach (3)			nach (2)	nach (3)
509	17,9	117,6	117,7	115,9	23,0	167,2	166,8	164,3	24,0	177,3	177,4	174,9	25,8	197,3	197,0	193,7	27,3	214,7	215,3	211,8
518	17,3	114,2	115,1	113,7	—	—	163,4	161,2	23,5	174,1	173,8	171,6	25,2	192,8	192,4	189,9	26,9	211,0	211,0	207,8
534	16,8	110,9	111,4	110,4	21,8	158,3	158,3	156,5	22,8	168,6	168,4	166,7	24,3	185,9	186,7	184,5	25,9	203,0	203,8	201,8
546	16,5	108,7	108,7	107,9	21,2	154,3	154,3	153,0	22,3	165,2	164,4	162,9	23,6	180,4	182,1	180,4	25,2	198,2	198,7	197,3
579	16,6	102,5	101,9	101,8	19,8	143,9	144,6	144,3	20,8	154,2	153,9	153,6	22,3	170,7	170,3	170,1	23,7	186,1	186,3	186,0
589	15,3*	100,8*	100,0	100,0	19,5	141,8	141,8	141,8	20,4	151,0	151,0	151,0	21,9	167,1	167,1	167,1	23,3	182,8	182,8	182,8
628	14,2	93,2	93,0	93,9	18,2	132,1	131,8	133,1	19,0	141,0	140,0	141,7	20,2	154,5	155,2	156,9	21,6	169,8	170,2	171,6

* für λ = 588.

Wie man aus Tab. 5 ersieht, stimmen die nach der strengeren Dispersionsformel (2) errechneten Werte mit den beobachteten Werten gut überein; die rohere Näherungsbeziehung (3) dagegen liefert, wie vom theoretischen Standpunkt aus zu erwarten, weniger gute Uebereinstimmung.

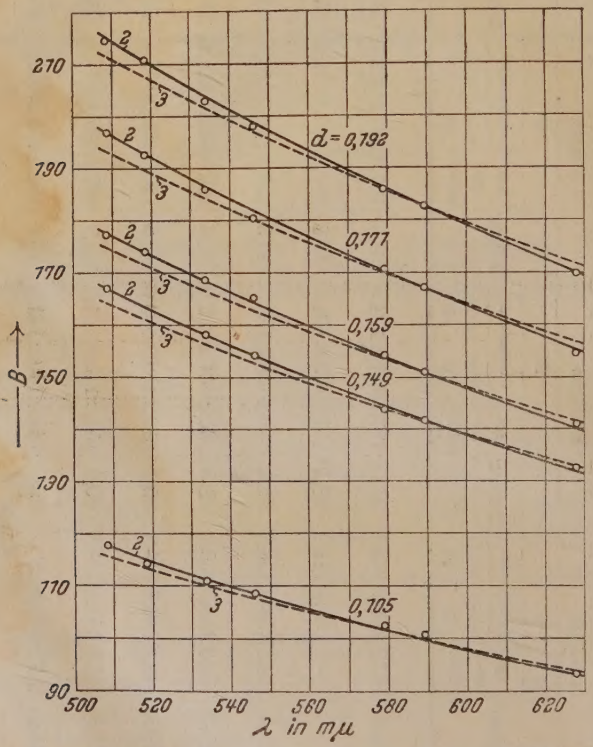

Abb. 6. Dispersion der Kerr'schen Konstante des Kohlendioxyds.

Eine graphische Veranschaulichung dieses Ergebnisses gibt Abb. 6. Die gemessenen Punkte sind durch kleine Kreise angegeben. Die Kurven 2 zeigen die nach Gl. (2), die Kurven 3 die nach Gl. (3) errechnete Dispersion der Kerr'schen Konstante B. Es ist deutlich zu erkennen, daß die gemessenen Punkte sich den Kurven 2 befriedigend angleichen, nicht aber den Kurven 3; dies tritt namentlich bei größeren Dichten des Kohlendioxyds stärker hervor, bei welchen die elektrischen Doppelbrechungen natürlich größer waren und genauer gemessen werden konnten.

Man kann daher sagen, daß das Dispersionsgesetz (2) des elektrooptischen Kerreffektes durch die an Kohlendioxyd angestellten Messungen gut bestätigt wird.

§ 10. Zusammenfassung.

1. Es wurde eine Präzisionsmethode ausgearbeitet, welche den elektrooptischen Kerreffekt bei Gasen mit großer Genauigkeit zu messen gestattet. Da sich die Polarisationsvorrichtung ganz innerhalb des Gasrohres befand, wurde die bei der Messung kleiner Kerrkonstanten bekanntlich sonst so störende Eigendoppelbrechung der Verschlußfenster der Kerrzelle ganz ausgeschaltet; daher konnten insbesondere auch Messungen bei höheren Gasdrucken ausgeführt werden.

2. Als erste Anwendung der neuen Methode wurde das von der statistischen Theorie des Kerreffektes gelieferte Dispersionsgesetz der Kerrkonstante bei Kohlendioxyd für verschiedene Dichten geprüft und durch die Beobachtungen gut bestätigt befunden.

Diese Arbeit wurde im Herbst 1934 auf Anregung von Herrn Prof. Szivessy im physikalischen Institut der Universität Bonn begonnen. Herrn Prof. Szivessy gestatte ich mir für tatkräftige Förderung und zahlreiche Ratschläge bei der Durchführung der Untersuchung meinen besten Dank auszusprechen. Auch danke ich Herrn Dr. Münster (jetzt in Jena) für Unterweisungen zu Beginn der Arbeit. Außerdem gilt mein Dank dem jetzigen Institutsdirektor, Herrn Prof. Füchtbauer, der mir nach seiner Uebernahme des Instituts einen Arbeitsplatz überlassen und die Hilfsmittel des Instituts zur Verfügung gestellt hat. Insbesondere danke ich dem Direktor des Röntgenforschungsinstituts, Herrn Prof. Grebe, der mir während der baulichen Veränderungen des physikalischen Instituts die Weiterführung der Untersuchungen in seinem Institut ermöglichte.

Die Durchführung der Arbeit erfolgte zum Teil mit Apparaten, welche die Helmholtz-Gesellschaft beschafft hatte, der ich hierfür ebenfalls meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

Lebenslauf.

Eduard Eylert wurde am 13. Februar 1911 in Münster i. W. als Sohn des Oberzollrats Eduard Eylert und seiner Ehefrau Maria geb. Karkutsch geboren. Er ist evangelischer Konfession.

Am 25. März 1931 legte er am städtischen Realgymnasium zu Potsdam seine Reifeprüfung ab.

Im Sommersemester 1931 sowie im Wintersemester 1931/32 besuchte er die Universität Göttingen. Die folgenden Semester bis einschließlich Wintersemester 1936/37 studierte er an der Universität Bonn.

Der Tag der mündlichen Prüfung war der 25. Juni 1937.

Roetherdruck Darmstadt